

Classification
Physics Abstracts
23.40 — 27.00

Etude de la décroissance β^+ de ^{33}Cl

P. Dupuis, F. Leccia, P. Mennrath, J. Morales (*) et M. Plo (*)

Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan, Le Haut-Vigneau, 33170 Gradignan, France

(*) Université de Saragosse, Espagne

(Reçu le 10 juillet 1981, accepté le 24 août 1981)

Résumé. — La désintégration β^+ de ^{33}Cl a été étudiée en mesurant, à l'aide d'un détecteur Ge intrinsèque, les rayonnements γ associés de désexcitation des états de ^{33}S . Un nouvel embranchement β de $(3,6 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ a été mis en évidence vers l'état $E_x = 2,313 \text{ MeV}$, $J^\pi = 3/2^+$. Les résultats ont été comparés aux prévisions du modèle de Nilsson et une comparaison a également été faite entre transitions γ et transitions $\beta \Delta T = 0$ analogues.

Abstract. — β^+ decay of ^{33}Cl has been studied measuring, with a Ge detector, associated γ -rays of ^{33}S excited states. A new β branching to the $E_x = 2,313 \text{ MeV}$, $J^\pi = 3/2^+$ level has been reported. Comparison with Nilsson model calculations is discussed, a comparison is also made of γ -ray transitions with analogous $\Delta T = 0 \beta$ transitions.

1. Introduction. — L'étude de la radioactivité β permet d'obtenir des informations sur la structure nucléaire et, ainsi, de vérifier la validité des différents modèles proposés. Parmi l'ensemble des informations obtenues, les forces des transitions β et des transitions γ , $\Delta T = 0,1$ analogues dans un multiplet isobarique ont une importance particulière dans la mesure où les opérateurs de transition γ de type M1 et ceux des transitions β de type Gamow-Teller sont similaires.

Cette deuxième observation nous a conduit à reprendre l'étude de la radioactivité β^+ , $^{33}\text{Cl} \rightarrow ^{33}\text{S}$ pour compléter les informations existant sur ces deux noyaux, d'autant plus que les règles de sélection suggèrent que des transitions β , jusqu'à présent inobservées, peuvent exister avec des rapports d'embranchement faibles.

2. Méthode et résultats expérimentaux. — L'isotope ^{33}Cl , $J^\pi = 3/2^+$, a un excès de masse de $5\,582,9 \pm 0,9 \text{ keV}$ par rapport à ^{33}S et il se désintègre avec une période $T_{1/2} = 2,511 \pm 0,003 \text{ s}$ [1]. La désintégration se fait essentiellement par une transition permise vers l'état fondamental, $J^\pi = 3/2^+$, de ^{33}S . Une première étude [2] a mis en évidence une transition β vers l'état $E_x = 1,867 \text{ MeV}$, $J^\pi = 5/2^+$. Bardin *et al.* [3], en mesurant les rayonnements γ associés à la décroissance β à l'aide d'un détecteur Ge(Li), ont complété ce schéma par deux nouvelles transitions vers les états $E_x = 0,840 \text{ MeV}$, $J^\pi = 1/2^+$ et $E_x = 1,967 \text{ MeV}$, $J^\pi = 5/2^+$.

L'isotope ^{33}Cl a été produit auprès de l'accélérateur Van de Graaff de 4 MV du CENBG à partir

de la réaction de capture radiative $^{32}\text{S}(p, \gamma)^{33}\text{Cl}$ à la résonance $E_p = 587 \text{ keV}$ [1]. Cette réaction, par rapport à la réaction $^{32}\text{S}(d, n)^{33}\text{Cl}$ utilisée dans les études antérieures, présente l'avantage de ne pas donner de radioactivité parasite. La faible section efficace de la réaction (p, γ) était compensée par l'utilisation d'une forte intensité de protons (20 μA) et par l'emploi d'un détecteur Ge intrinsèque de bonne efficacité (20 % par rapport à un détecteur NaI(Tl) de 7,5 cm \times 7,5 cm). Les cibles ont été réalisées à partir de sulfure d'argent, enrichi à 99,8 % en ^{32}S , évaporé sur un support d'or de 2/10 mm d'épaisseur.

Le détecteur était placé à 2 cm de la cible et un écran de lucite de 1 cm d'épaisseur était interposé pour atténuer le rayonnement de freinage. Les spectres des rayonnements γ associés à la désintégration de ^{33}Cl ont été enregistrés en utilisant un système électronique permettant d'alterner les temps d'activation et d'acquisition. Ce système électronique commandait un obturateur pneumatique du faisceau et le déclenchement de l'analyse. Le cycle d'activation avait une durée de 8 s et le cycle d'enregistrement une durée de 7,5 s avec un temps d'attente de 0,5 s.

Le spectre des rayonnements γ , présenté sur la figure 1, a été obtenu après 50 h d'irradiation. Les rayonnements γ de ^{40}K , ^{60}Co , ^{137}Cs et ^{208}Tl ont permis un étalonnage précis en énergie. Toutes les raies ont été identifiées comme appartenant, soit à la radioactivité de ^{33}Cl , soit à la radioactivité ambiante. Les rapports d'embranchement β ont été calculés par rapport à l'intensité de la transition γ de 1 967 keV

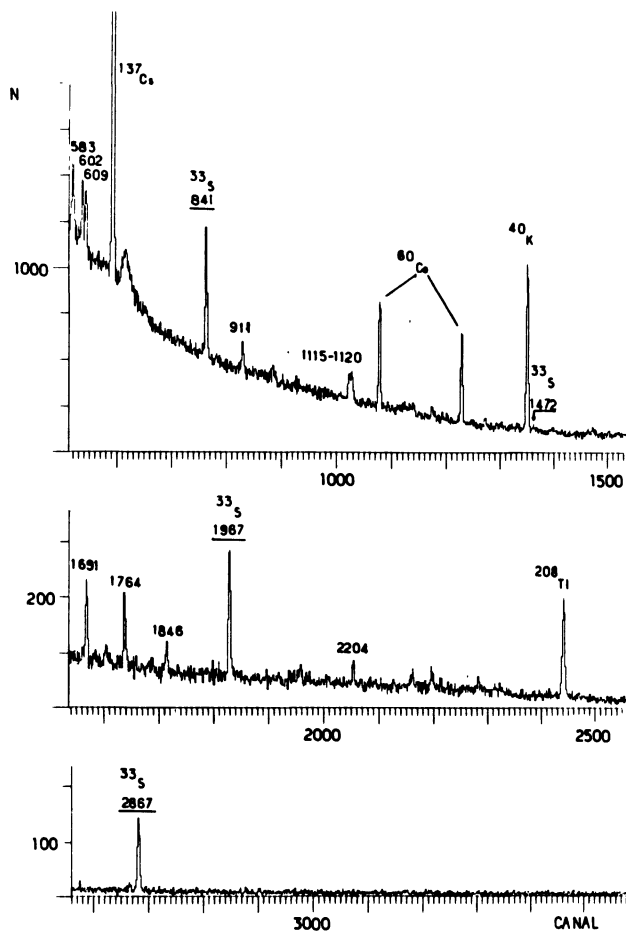


Fig. 1. — Spectre des rayonnements γ associés à la décroissance β^+ de ^{33}Cl .

[γ -ray spectrum from β^+ decay of ^{33}Cl .]

et à partir de la courbe d'efficacité du détecteur obtenue à l'aide de sources étalonnées de ^{56}Co et ^{152}Eu .

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau I. Pour les transitions observées antérieurement, ceux-ci sont en bon accord avec les résultats de Bardin *et al.* [3]. Les règles de sélection suggérant la

présence d'autres transitions, nous nous sommes intéressés notamment à celle aboutissant au niveau $E_x = 2,313$ MeV, $J^\pi = 3/2^+$, qui se désexcite à 33 % vers l'état fondamental et à 67 % vers l'état $E_x = 0,841$ MeV [1]. Pour ces transitions de faible intensité, nous avons appliqué un test statistique de recherche de pic [4]. Ce test a conduit à un rapport d'embranchement β vers le niveau

$$E_x = 2,313 \text{ MeV}$$

de $(3,6 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}$ avec un niveau de confiance de 82 %. Le test, appliqué aux rayonnements γ de désexcitation des niveaux $E_x = 3,220$ MeV, 3,832 MeV et 3,935 MeV a conduit aux valeurs limites indiquées dans le tableau I, avec un niveau de confiance de 99 %.

3. Discussion. — 3.1 DESCRIPTION DE ^{33}S ET CALCUL DE $\log ft$ DANS LE MODÈLE DE NILSSON. — La figure 2 présente le schéma des niveaux expérimentaux de ^{33}S ainsi que ceux obtenus dans le cadre du modèle en couches [5, 6] et du modèle de Nilsson [7]. Dans le modèle de Nilsson, l'état fondamental est décrit par un neutron sur l'orbite n° 8 ($I = 3/2$, $K = 3/2$). Le second membre de la bande bâtie sur cet état peut alors être identifié au niveau $E_x = 1,967$ MeV, $J^\pi = 5/2^+$. Le paramètre de moment d'inertie déduit de ces deux niveaux permet de prévoir l'état $7/2^+$ à 4,72 MeV. Le premier état excité $E_x = 0,841$ MeV, $J^\pi = 1/2^+$, dans ce modèle, est une tête de bande basée, soit sur une particule sur l'orbite n° 11, soit sur un trou dans l'orbite n° 9 et deux particules appariées sur l'orbite n° 8, cette deuxième description étant favorisée par la position en énergie de l'état $1/2^+$. Le second membre de cette bande peut alors être identifié au niveau $E_x = 2,313$ MeV, $J^\pi = 3/2^+$. Avec un paramètre de découplage $a = 0,4$ [8] et un paramètre de moment d'inertie de 350 keV déduit de l'écart entre les niveaux $1/2^+$ et $3/2^+$, les niveaux $J^\pi = 5/2^+$ et $7/2^+$ sont prévus à 3,36 MeV et 6,80 MeV.

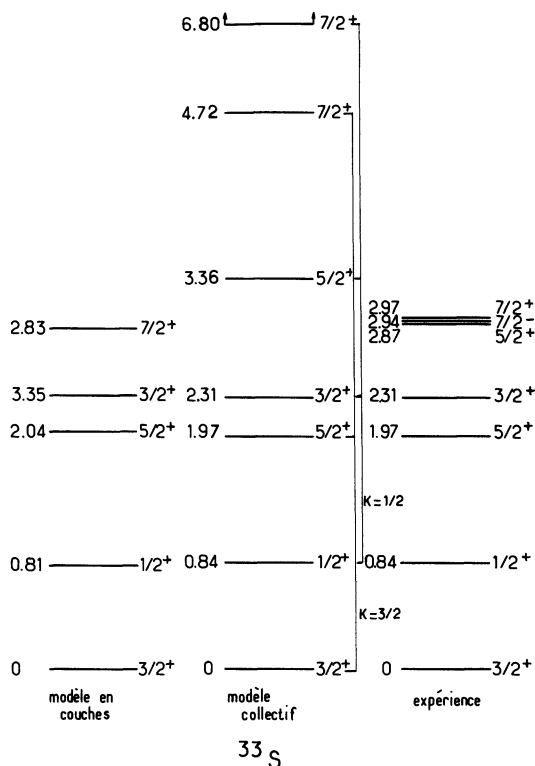
Nous avons calculé, dans le cadre de ce modèle, les valeurs de $\log ft$ pour les différentes transitions

Tableau I. — Rapports d'embranchement β et valeurs de $\log ft$ de la décroissance β^+ de ^{33}Cl .

[β branching ratios and $\log ft$ values of ^{33}Cl β^+ decay.]

^{33}S		Nos résultats		Résultats de Bardin [3]	
E_x (MeV), J^π		r_β %	$\log ft$	r_β %	$\log ft$
0	$3/2^+$			$98,3 \pm 0,2$	$3,74 \pm 0,01$
0,840	$1/2^+$	$0,52 \pm 0,08$	$5,6 \pm 0,2$	$0,54 \pm 0,10$	$5,59 \pm 0,08$
1,967	$5/2^+$	$0,56 \pm 0,06$ ^(a)	$4,87 \pm 0,05$	$0,56 \pm 0,06$	$4,87 \pm 0,05$
2,313	$3/2^+$	$0,036 \pm 0,015$	$5,8 \pm 0,4$		
2,867	$5/2^+$	$0,53 \pm 0,08$	$4,1 \pm 0,2$	$0,56 \pm 0,06$	$4,05 \pm 0,05$
3,220	$3/2^-$	$< 0,023$	$> 4,9$		
3,832	$5/2^+$	$< 0,038$	$> 3,6$		
3,935	$3/2^+$	$< 0,044$	> 3		

^(a) Normalisation.

Fig. 2. — Schéma des niveaux de ^{33}S .[Level scheme of ^{33}S .]

observées dans notre expérience. Les résultats sont présentés dans le tableau II. La valeur de ft , pour des transitions permises, est donnée par :

$$ft = B \left[|M_F|^2 + \left(\frac{g_a}{g_v} \right)^2 |M_{GT}|^2 \right]^{-1}$$

où $\left(\frac{g_a}{g_v} \right)^2 = 1,572 \pm 0,018$ [9] et $B = 6\,284 \pm 22$ s.

M_F et M_{GT} sont les éléments de matrice pour les

Tableau II. — Valeurs de $\log ft$ dans le modèle de Nilsson.[log ft values in Nilsson model.]

	Transition vers $K_f; E_x$ (MeV); J_f^π	log ft expérimental	log ft théorique	
			$\mu = 0$	$\mu = 0,33$
$3/2$	0 ; $3/2^+$	$3,74 \pm 0,01$	3,77	
	1,967 ; $5/2^+$	$4,87 \pm 0,05$	5,23	
$1/2$	0,841 ; $1/2^+$	$5,6 \pm 0,2$	4,44	4,45
	« trou » ^(a)		4,53	4,65
	« particule » ^(b)	$5,8 \pm 0,4$	4,54	4,55
	2,313 ; $3/2^+$		4,53	4,65
	« trou »	$4,1 \pm 0,2$	5,14	5,15
	« particule »		5,13	5,25

^(a) Trou dans l'orbite n° 9.

^(b) Particule sur l'orbite n° 11.

transitions de type Fermi et Gamow-Teller respectivement. Pour la transition miroir, $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$, $|M_F|^2 = 1$ et pour les autres transitions de type permises $\Delta J = 1$, $|M_F|^2 = 0$.

Pour l'état fondamental, $J^\pi = 3/2^+$, décrit à partir d'un neutron sur l'orbite n° 8, $K_f = 3/2$, le calcul conduit à :

$$|M_{GT}|^2 = 0,036 \quad \text{et} \quad \log ft = 3,77$$

ce qui est en excellent accord avec la valeur expérimentale.

L'état $E_x = 1,967$ MeV, $J^\pi = 5/2^+$, étant interprété comme appartenant à la bande bâtie sur l'état fondamental, l'élément de matrice M_{GT} est relié à celui de l'état fondamental par un coefficient géométrique :

$$\frac{|M_{GT}|_{1,967}^2}{|M_{GT}|_0^2} = 0,67$$

ce qui est en bon accord avec la valeur $0,59 \pm 0,06$ déduite des résultats expérimentaux.

En ce qui concerne l'état $E_x = 0,841$ MeV, $J^\pi = 1/2^+$, nous avons calculé $|M_{GT}|^2$ dans les différentes hypothèses mentionnées plus haut et pour une valeur du paramètre μ égale à 0,33, valeur qui permet de reproduire la position en énergie de ce niveau. Les valeurs calculées ne permettent pas de discriminer entre ces différentes hypothèses.

Les niveaux $E_x = 2,313$ MeV, $J^\pi = 3/2^+$ et $E_x = 2,867$ MeV, $J^\pi = 5/2^+$, ont été supposés appartenir à la bande construite sur l'état $1/2^+$. Dans ce cas, les rapports $\frac{|M_{GT}|_{E_x}^2}{|M_{GT}|_{0,841}^2}$ valeur respectivement 0,8 et 0,2. Si pour l'état $3/2^+$, l'accord avec la valeur expérimentale $0,63 \pm 0,28$ est relativement satisfaisant, par contre, on note un écart considérable pour l'état $5/2^+$ dont la valeur expérimentale est 32 ± 9 , ce qui exclut cet état de la bande bâtie sur le niveau $1/2^+$. Une autre description peut être proposée [10] à partir d'un trou sur la couche $d_{5/2}$ du cœur ^{28}Si , correspondant aux orbites de Nilsson n°s 5, 6 ou 7.

Les valeurs calculées de $\log ft$ sont respectivement de 5,24, 4,6 et 5,5 et elles sont à peu près identiques pour les deux valeurs $\mu = 0$ et $\mu = 0,33$.

4. Comparaison entre transitions β et transitions γ dans ^{33}S et ^{33}Cl . — Les transitions β vers les états excités de ^{33}S font intervenir uniquement les éléments de matrice M_{GT} . Dans ce cas, il existe une analogie entre ces éléments de matrice et les éléments de matrice de transition γ de type M1. La relation entre les deux a été discutée par différents auteurs [11] dans le cas des transitions analogues $\Delta T = 1$. Bardin et Becker [12] ont étendu l'analogie aux transitions $\Delta T = 0$ en notant que la contribution isosolaire à l'élément de matrice M1 était de l'ordre de 20 % de la contribution isovectorielle et pouvait donc, en pre-

mière approximation être négligée. Dans le cas de la décroissance $^{33}\text{Cl} \rightarrow ^{33}\text{S}$, la relation entre transition β et transition γ s'écrit :

$$(ft)_{\text{GT}} \Gamma_{\gamma}(\text{M1}) = 63,5 E_{\gamma}^3 \left[1 + 0,21 \frac{\langle f | 1, \tau | i \rangle}{\langle f | s, \tau | i \rangle} \right].$$

La figure 3 présente le schéma des deux noyaux miroirs ^{33}Cl et ^{33}S avec les transitions γ analogues. Les largeurs Γ_{γ} ont été calculées à partir des données de la compilation de Endt et Van der Leun [1]. On peut noter, sur cette figure, l'analogie entre les différentes transitions, à l'exception de la transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$, 500 fois plus importante dans ^{33}Cl , ce qui est dû à la différence des valeurs expérimentales des mélanges multipolaires de cette transition dans les deux noyaux.

Le tableau III présente une comparaison entre les largeurs radiatives $\text{M1}\uparrow$ et les largeurs Γ_{β} déduites de la relation précédente en négligeant la contribution orbitale à l'élément de matrice. La valeur pour la transition issue du niveau $3/2^+$ dans ^{33}S confirme le désaccord noté précédemment dû au mélange multipolaire de la transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$ dans ^{33}S . Les autres résultats montrent que la relation liant $(ft)_{\text{GT}}$ et $\Gamma_{\gamma}(\text{M1})$ peut s'appliquer d'une manière satisfaisante aux transitions $\Delta T = 0$.

5. Conclusion. — Nous avons mis en évidence un nouvel embranchement β dans la désintégration $^{33}\text{Cl} \xrightarrow{\beta} ^{33}\text{S}$. Les résultats obtenus ont été comparés aux prévisions du modèle de Nilsson. Les largeurs radiatives de type M1 , $\Delta T = 0$ dans les deux noyaux miroirs ^{33}Cl et ^{33}S ont été comparées à celles déduites

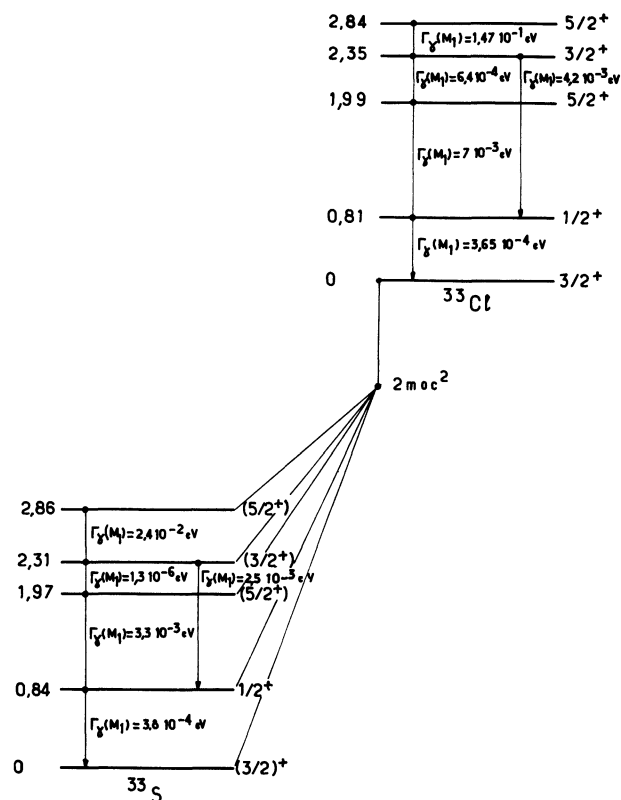


Fig. 3. — Largeurs radiatives M1 dans ^{33}S et ^{33}Cl .
[M1 radiative widths in ^{33}S and ^{33}Cl .]

des transitions β de type Gamow-Teller. Cette comparaison a fait apparaître un désaccord en ce qui concerne la transition $3/2^+ \rightarrow 3/2^+$ dans ^{33}S , vraisemblablement dû à la valeur expérimentale du mélange multipolaire de cette transition.

Tableau III. — Comparaison entre transitions β et transitions γ dans ^{33}Cl et ^{33}S .

[Comparison of β transitions with γ -transitions in ^{33}Cl and ^{33}S .]

J^{π} ^{33}Cl et ^{33}S	^{33}S			^{33}Cl		
	$\Gamma_{\beta}(\text{eV})$	$\Gamma_{\gamma}(\uparrow\text{M1}) (\text{eV})$	$\Gamma_{\gamma}/\Gamma_{\beta}$	$\Gamma_{\beta}(\text{eV})$	$\Gamma_{\gamma}(\uparrow\text{M1}) (\text{eV})$	$\Gamma_{\gamma}/\Gamma_{\beta}$
$1/2^+$	$9,5 \times 10^{-5}$	$(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-4}$	1,95	$8,5 \times 10^{-5}$	$(1,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4}$	2,1
$5/2^+$	$6,5 \times 10^{-3}$	$(5,0 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$	0,77	$6,7 \times 10^{-3}$	$(1,0 \pm 0,2) \cdot 10^{-2}$	1,5
$3/2^+$	$1,2 \times 10^{-3}$	$(1,3 \pm 1,7) \cdot 10^{-6}$	1×10^{-3}	$1,3 \times 10^{-3}$	$(6,4 \pm 3,1) \cdot 10^{-4}$	0,5
$5/2^+$	0,12	$(3,6 \pm 1,6) \cdot 10^{-2}$	0,3	0,12	$(0,22 \pm 0,08)$	1,8

Bibliographie

- [1] ENDT, P. M. et VAN DER LEUN, C., *Nucl. Phys. A* **310** (1978) 1.
- [2] MEYERHOF, W. E. et LINDSTROM, G., *Phys. Rev.* **93** (1954) 949.
- [3] BARDIN, T. T., BECKER, J. A., MC DONALD, R. E. et JONES, A. D., *Phys. Rev. C* **2** (1970) 2283.
- [4] EADIE, W. T. et al., *Statistical methods in experimental physics* (North Holland Publishing Company) 1971.
- [5] GLAUDEMANS, P. W., WIECHERS, G. et BRUSSARD, P. J., *Nucl. Phys.* **56** (1964) 529, 548.
- [6] GLAUDEMANS, P. W., WILDENTHAL, B. H. et MCGRORY, J. B., *Phys. Lett.* **21** (1966) 427.
- [7] NILSSON, S. G., K. *Danske Vidensk Selsk Mat. Fys. Medd.* **29** (1955) n° 16.
- [8] BISHOP, G. R., *Nucl. Phys.* **14** (1959) 376.
- [9] PARTICLE DATA GROUP, *Phys. Lett.* **75B** (1978) 1.
- [10] DUBOIS, J., *Nucl. Phys. A* **117** (1968) 533.
- [11] KURATH, D., Argonne National Laboratory Report ANL 7108 (1965).
- [12] BARDIN, T. T. et BECKER, J. A., *Phys. Rev. Lett.* **27** (1971) 866.